

Ph 14
(306/1961)

UDC 536.7:621.1.018.2

ACTA POLYTECHNICA SCANDINAVICA

PHYSICS AND APPLIED MATHEMATICS SERIES No. 14

H. RIESEL

**Die thermodynamischen Zustandsgrößen des
Wasserdampfes bei maschinellen Berechnungen**

Swedish Contribution No. 15
STOCKHOLM 1961

ACTA POLYTECHNICA SCANDINAVICA

... a Scandinavian contribution to international engineering sciences

Published under the auspices of the Scandinavian Council for Applied Research

in *Denmark* by the Danish Academy of Technical Sciences

in *Finland* by the Finnish Academy of Technical Sciences, the Swedish Academy of Engineering Sciences in Finland, and the State Institute for Technical Research

in *Norway* by the Norwegian Academy of Technical Science and the Royal Norwegian Council for Scientific and Industrial Research

in *Sweden* by the Royal Swedish Academy of Engineering Sciences, the Swedish Natural Science Research Council, and the Swedish Technical Research Council

Acta Polytechnica Scandinavica consists of the following sub-series:

Chemistry including Metallurgy Series, Ch

Civil Engineering and Building Construction Series, Ci

Electrical Engineering Series, El

Mathematics and Computing Machinery Series, Ma

Mechanical Engineering Series, Me

Physics including Nucleonics Series, Ph

For subscription to the complete series or to one or more of the sub-series and for purchase of single copies, please write to

ACTA POLYTECHNICA SCANDINAVICA PUBLISHING OFFICE

Box 5073
Stockholm 5

Phone 67 09 10

This issue is published by
THE ROYAL SWEDISH ACADEMY OF ENGINEERING SCIENCES
Stockholm, Sweden

UDC 536.7:621.1.018.2

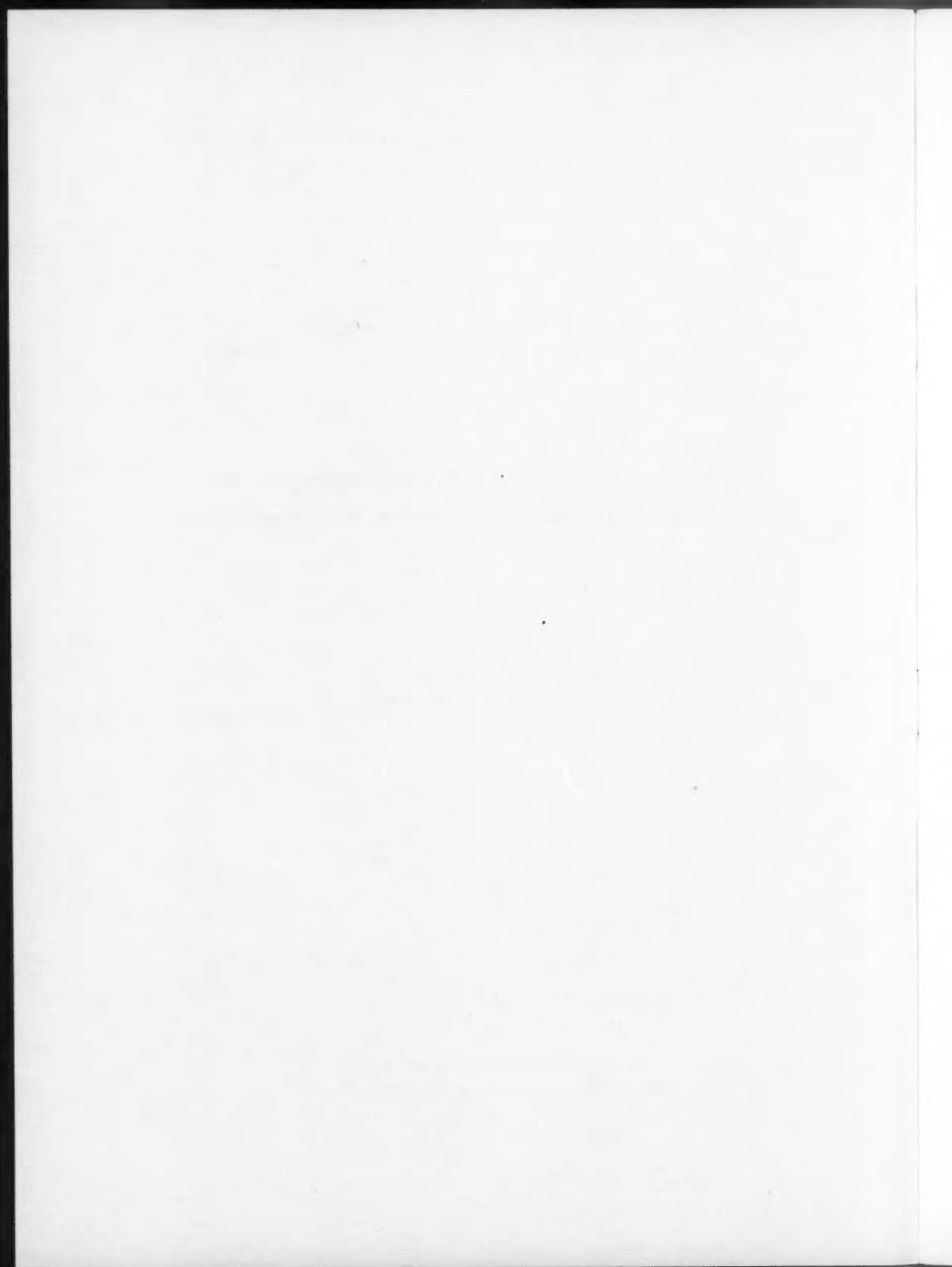
**Die thermodynamischen Zustandsgrößen des
Wasserdampfes bei maschinellen Berechnungen**

von

HANS RIESEL

Die schwedische Reichsstelle für
elektronische Rechenmaschinen

ACTA POLYTECHNICA SCANDINAVICA
Physics and Applied Mathematics Series Ph 14
(AP 306 1963)



DIE THERMODYNAMISCHEN ZUSTANDSGRÖSSEN DES WASSERDAMPFES BEI MASCHINELLEN BERECHNUNGEN

von

Hans Riesel, Stockholm

Manuelle Berechnungen. Bei Berechnungen in der Dampftechnik sind die thermodynamischen Zustandsgrößen des Wasserdampfes unentbehrlich. Man pflegt den Verlauf von gewissen dieser Zustandsgrößen im sogenannten Mollier-Diagramm zu veranschaulichen. Bei manuellen Berechnungen der Zustandsveränderungen des Wasserdampfes verwendet man oftmals dieses Mollier-Diagramm. Wenn aber die Genauigkeit oder der Umfang des Diagrammes nicht genügt, können die Berechnungen mit Hilfe von Tafeln über die thermodynamischen Zustandsgrößen, sogenannte Wasserdampftafeln, ausgeführt werden.

Elektronische Berechnungen. Wenn man den Wunsch hat diese Berechnungen mit elektronischen Rechenautomaten auszuführen, muss man diejenige Information, die im Mollier-Diagramm eingetragen ist, mit Berechnungsformeln oder Tafeln ersetzen. Für Rechenautomate von gewöhnlicher Grösse sind die Tafeln über alle vorkommenden thermodynamischen Zustandsgrößen zu umfangreich. Man muss darum einen grossen Teil des Mollier-Diagrammes mit Formeln ersetzen. Hierbei kann man wie folgt verfahren:

Man geht von einer Zustandsgleichung (einen Zusammenhang zwischen dem Volum v , dem Druck p und der Temperatur T) des Wassers aus. Da es schwierig ist mit genügend einfacher Ausdrücke gleichzeitig die Eigenschaften des flüssigen Wassers und des überhitzten Wasserdampfes auszudrücken, pflegt man die Zustandsgleichung in zwei verschiedene zu spalten, in eine, die nur für flüssiges Wasser gültig ist, und eine andere, die nur für überhitzten Wasserdampf gültig ist. Jedenfalls ist es so für Temperaturen unterhalb der kritischen. Überhalb der kritischen Temperatur ist ja der Unterschied zwischen flüssigem Wasser und Wasserdampf aufgehoben. Schliesslich kann man die Werte der thermodynamischen Zustandsveränderlichen für nassen Dampf mit einer Hilfsgrösse x , dem Dampfgehalt, ausdrücken.

Überhitzter Wasserdampf. Zuerst wollen wir den überhitzten Wasserdampf untersuchen. Eine Zustandsgleichung

$$v = v(p, T) \dots\dots\dots (1)$$

ergibt die Entalpie i zu

$$i(p, T) = \int_0^p \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] dp + \int_{T_0}^T c_{p_0}(T) dT \dots\dots\dots (2)$$

$c_{p_0}(T)$ ist hier der Grenzwert, wenn der Druck gegen null strebt, für die spezifische Wärme des Wasserdampfes bei konstantem Druck. Dieser muss eine bekannte Funktion von T sein, wenn die Entalpie zu Berechnen ist. Die niedere Integrationsgrenze T_0 pflegt man bei technischen Berechnungen gleich 273,15°K (Gefrierpunkt des Wassers) zu setzen. Dieses bedeutet, dass man vom Zustand bei 0°C und dem Druck null ausgeht.

Die Entropie s wird durch

$$s(p, T) = - \int_{p_0}^p \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp + \int_{T_0}^T \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_{p=p_0} \frac{dT}{T}, \dots\dots\dots (3)$$

berechnet, wo p_0 der Sättigungsdruck des Wasserdampfes bei der Temperatur T_0 ist.

Berechnung von \mathcal{K} . Ausser i und s will man den Exponenten in der Poissonschen Differentialgleichung für adiabatische Zustandsveränderungen

$$\mathcal{K} = - \frac{v}{p} \frac{dp}{dv}, \text{ wenn } ds = 0 \text{ ist, } \dots\dots\dots (4)$$

berechnen können. Für \mathcal{K} kann man in folgender Weise den Ausdruck

$$\mathcal{K} = \frac{c_p}{c_v} \cdot \frac{-v}{p \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T} \dots\dots\dots (5)$$

bekommen, wo c_p die spezifische Wärme bei konstantem Druck und c_v die spezifische Wärme bei konstantem Volum bedeutet. Ausgehend von der Gleichung

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T dp + \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p dT = 0$$

bekommt man

$$dT = - \frac{\left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T}{\left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p} dp,$$

was für jede adiabatische Zustandsveränderung gültig ist. Man bekommt weiter

$$\begin{aligned} dv &= \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T dp + \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dT = \\ &= \left[\left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T - \frac{\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T}{\left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p} \right] dp \end{aligned}$$

für adiabatische Zustandsveränderungen. Nach (3) ist

$$\left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T = -\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \quad \text{und} \quad \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p$$

Durch Einsetzen in die obige Formel für dv bekommt man dann

$$dv = \left[\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T + T \frac{\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p^2}{\left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p} \right] dp$$

für adiabatische Zustandsveränderungen. Weiter ist Erklärungsmässig

$$c_p = \left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p$$

und

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial(i - pv)}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_v - v \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$$

Nun ist aber

$$\left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_{dv=0} = \left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p + \left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T \frac{dp}{dT},$$

falls $\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T dp + \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dT = 0$ ist. Dadurch wird

$$\left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p - \left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T \cdot \frac{\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p}{\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T}$$

In ähnlicher Weise wird

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_p - \left(\frac{\partial p}{\partial p}\right)_T \cdot \frac{\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p}{\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T} = - \frac{\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p}{\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T}$$

Jetzt kann man c_v berechnen:

$$\begin{aligned} c_v &= \left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p + \frac{\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p}{\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T} \left[v - \left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T \right] = \\ &= \left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p + T \frac{\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p^2}{\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T} \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

falls man (2) benutzt. Mit Hilfe von diesem Ausdruck kann man für adiabatische Zustandsveränderungen

$$\frac{dv}{dp} = \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T + T \frac{\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p^2}{\left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p} = c_v \cdot \frac{\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T}{\left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p}$$

schreiben. Diese Gleichung gibt sofort (5).

Berechnungen wenn einer von v , i oder s bekannt ist. Wenn p und f bekannte Funktionen sind, kann man nach dem Vorigen die Werte der thermodynamischen Funktionen für überhitzten Wasserdampf berechnen. Wenn man aber statt dessen den Wert von p und von einer der Grössen v , i oder s kennt, kann man zuerst den Wert von T berechnen. Dieses kann mit dem Newtonschen Näherungsverfahren getan werden, welches für die Funktion $z = z(T, p)$ die Iterationsformel

$$T_{k+1} = T_k + \frac{z(T, p) - z(T_k, p)}{\left[\left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_p\right]_{T=T_k}}$$

ergibt. Als Anfangswert T_0 bei der Iteration kann man die Temperatur auf der Grenzkurve zwischen überhitztem und nassem Wasserdampf, die den gegebenen Druck p entspricht, nehmen. Wenn der Druck p grösser als der kritische ist, kann man einen passenden Wert für T_0 als einen aus der Grenzkurve extrapolierten Wert erhalten.

Die meisten Zustandsgleichungen für überhitzten Wasserdampf, die den existierenden Tafeln zu grunde liegen, haben die Gestalt

$$v = \frac{RT}{p} + \sum_{k=0}^N a_k(T) \cdot p^k \quad \dots \dots \dots (7)$$

wo die grössen $a_k(T)$ nur von T abhängige Funktionen sind. Durch Benutzung von (2) bekommt man

$$i = \int_{T_0}^T c_{P_0}(T) dT + \sum_{k=0}^N \left[a_k(T) - T a_k'(T) \right] \frac{p^{k+1}}{k+1} \quad \dots \dots \dots (8)$$

Aus (3) bekommt man

$$s = \int_{T_0}^T \frac{1}{T} c_{P_0}(T) dT - R \log \frac{p}{p_0} - \sum_{k=0}^N a_k(T) \frac{p^{k+1}}{k+1} \quad \dots \dots \dots (9)$$

Für die Berechnung von \mathcal{K} und den Ableitungen, die man bei der Iterationsberechnung benutzt, bekommt man die Ausdrücke:

$$\left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p = c_p = c_{P_0}(T) - \sum_{k=0}^N a_k'(T) \frac{p^{k+1}}{k+1} \quad \dots \dots \dots (10)$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{R}{p} + \sum_{k=0}^N a_k''(T) p^k \quad \dots \dots \dots (11)$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T = -\frac{RT}{p^2} + \sum_{k=1}^N a_k(T) \cdot kp^{k-1} \dots\dots\dots (12)$$

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T = \sum_{k=0}^N \frac{a_k(T) - Ta'_k(T)}{T} p^k \dots\dots\dots (13)$$

Nasser Wasserdampf. Bei gewöhnlichen Dampfberechnungen kommt flüssiges Wasser allein niemals vor. Doch kommt nasser Wasserdampf vor, deren Zustand sich, ausser von p (oder T) und v , durch den Dampfgehalt x beschreiben lässt. 1 kg nasser Dampf wird dann thermodynamisch als ein Gemisch von x kg trockenem, gesättigtem Dampf und $(1-x)$ kg flüssigem Wasser, beide von dem gegebenen Druck (oder der gegebenen Temperatur), angesehen. Die früher beschriebenen Funktionen v , i und s werden dabei lineare Funktionen von x . Es ist deshalb ausreichend, wenn man die Werte dieser Funktionen teils für flüssiges Wasser und teils für trockenem, gesättigten Dampf von gegebenem Druck (oder gegebener Temperatur) berechnen kann. Diese Berechnungen kann man folgenderweise anstellen: Es gibt einen Zusammenhang zwischen T und p auf der Grenzkurve zwischen überhitztem und nassem Wasserdampf, $T = T(p)$. Aus den Gleichungen für überhitzten Dampf kann man die Grössen v , i und s für trockenem, gesättigten Dampf von dem Druck p und der Temperatur $T(p)$ berechnen. Diese Grössen werden im Folgenden für v_2 , i_2 bzw. s_2 genannt. Für flüssiges Wasser vom Druck p und der Temperatur $T(p)$ ist

$$v_1 = v_1(T) \dots\dots\dots (14)$$

$$s_1 = s_1(T) \dots\dots\dots (15)$$

die bekannte Funktionen sein müssen. Hieraus bekommt man dann

$$i_1(T) = i_2 - (s_2 - s_1) T \dots\dots\dots (16)$$

Man braucht daher nicht eine vollständige Zustandsgleichung des flüssigen Wassers, sondern es reicht mit den speciellen Werten von p und T auf der Grenzkurve aus.

\mathcal{K} für nassen Wasserdampf. Die früher angegebene Formel für die Berechnung vom Adiabatenexponenten \mathcal{K} kann für nassen Wasserdampf nicht verwendet werden, weil man dann nicht c_p in gewöhnlicher Weise erklären kann. In diesem Falle gilt aber

$$\mathcal{K} = -\frac{v}{p} \cdot \frac{s_2 - s_1}{(s_2 - s_1) \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_x - (v_2 - v_1) \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_x} \dots\dots\dots (17)$$

wo

$$\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_x = (1-x) \frac{dv_1}{dp} + x \frac{dv_2}{dp} \dots\dots\dots (18)$$

und

$$\left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_x = (1-x) \frac{ds_1}{dp} + x \frac{ds_2}{dp} \dots\dots\dots (19)$$

Diesen Ausdruck für \mathcal{K} kann man folgenderweise ableiten:

$$s = (1 - x)s_1 + xs_2$$

gibt durch Differentiation

$$ds = (1 - x)ds_1 + xds_2 + (s_2 - s_1)dx = 0$$

bei adiabatischen Zustandsveränderungen. Für dv bekommt man den ähnlichen Ausdruck

$$dv = (1 - x)dv_1 + xdv_2 + (v_2 - v_1)dx.$$

Aus diesen beiden Ausdrücken bekommt man, wenn man dx eliminiert:

$$dv = (1 - x)dv_1 + xdv_2 - \frac{v_2 - v_1}{s_2 - s_1} [(1 - x)ds_1 + xds_2]$$

Die Gleichung (4) gibt schliesslich

$$\mathcal{K} = -\frac{v}{p} \cdot \frac{s_2 - s_1}{(s_2 - s_1) \left[(1 - x) \frac{dv_1}{dp} + x \frac{dv_2}{dp} \right] - (v_2 - v_1) \left[(1 - x) \frac{ds_1}{dp} + x \frac{ds_2}{dp} \right]},$$

was mit (17), (18) und (19) äquivalent ist.

Die Ableitungen in Bezug auf p für die Funktionen auf der Grenzkurve können leicht in Ableitungen in Bezug auf T überführt werden, wenn dieses gewünscht sein sollte. Die Clausius-Clapeyronsche Differentialgleichung für den Zusammenhang zwischen T und p auf der Grenzkurve:

$$\frac{dT}{dp} = \frac{v_2 - v_1}{s_2 - s_1}$$

gibt nämlich

$$\frac{dz}{dp} = \frac{dz}{dT} \cdot \frac{dT}{dp} = \frac{dz}{dT} \cdot \frac{v_2 - v_1}{s_2 - s_1},$$

wenn z eine Funktion auf der Grenzkurve bedeutet.

Im Jahre 1959 hat der Verfasser von Autocode AB den Auftrag bekommen, ein Rechenprogramm für elektronische Schnellrechnergeräte aufzustellen, das die Werte der Funktionen v , i , s und x und ausserdem, falls es verlangt wird, auch c_p und \mathcal{K} ergibt. Der Auftrag wurde unter Zusammenarbeiten vom damaligen de Laval's Ängturbin AB gelöst.

Der Ausgangspunkt war eine Zustandsgleichung für überhitzten Wasserdampf, gegeben von Jan Juzo. Diese Gleichung hat die Gestalt (7) mit den folgenden Funktionen

$a_k(T)$. Nur die $a_k(T)$, die von null verschieden sind, sind hingeschrieben.

$$a_0 = a_{00} + a_{01}T^{-2} + a_{02}(T - 210)^{-2}$$

$$a_1 = a_{10} + a_{11}T^{-8} + a_{12}T^{-14}$$

$$a_4 = a_{20} + a_{21}T^{-20} + a_{22}T^{-21}$$

$$a_{16} = a_{31}T^{-69} + a_{32}T^{-92}$$

Wenn man in dem in der Dampftechnik gewöhnlichem Mass-system rechnet, also T in °Kelvin, p in kg/cm² und v in m³/kg H₂O rechnet, bekommen die Zahlen R und $a_{00} - a_{32}$ oben die Werte

$$R = 0,004706 \quad a_{00} = 5,38800 \cdot 10^{-4}$$

$$a_{01} = -1,13540 \cdot 10^3 \quad a_{02} = -4,38100 \cdot 10^2$$

$$a_{10} = 2,99691 \cdot 10^{-7} \quad a_{11} = -2,54875 \cdot 10^{17}$$

$$a_{12} = -1,23564 \cdot 10^{33} \quad a_{20} = 2,49716 \cdot 10^{-15}$$

$$a_{21} = 5,70074 \cdot 10^{44} \quad a_{22} = -4,31176 \cdot 10^{47}$$

$$a_{31} = 8,48768 \cdot 10^{152} \quad a_{32} = -1,22193 \cdot 10^{218}$$

Wird die Entalpie in kcal/kg H₂O und wird die Entropie in kcal/kg H₂O °K gerechnet, kommen noch in einige der früher angegebenen Formeln gewisse Umrechnungszahlen zu, die daher rühren, dass man nicht mehr in einem abgestimmten Mass-system rechnet. Mit Rücksicht auf solche Umrechnungszahlen wird

$$i = i_0 + b_0p + b_1p^2 + b_2p^5 + b_3p^{17}$$

Für die Koeffiziente b_0 , b_1 , b_2 und b_3 erhält man die Ausdrücke

$$b_0 = b_{00} + b_{01}T^{-2} + b_{02}(T-210)^{-2} + b_{03}(T-210)^{-3}$$

$$b_1 = b_{10} + b_{11}T^{-8} + b_{12}T^{-14}$$

$$b_2 = b_{20} + b_{21}T^{-20} + b_{22}T^{-21}$$

$$b_3 = b_{31}T^{-69} + b_{32}T^{-92}$$

i_0 wird ein Polynom in T vom dritten Grade:

$$i_0 = i_{00} + i_{01}T + i_{02}T^2 + i_{03}T^3$$

Die Konstante $b_{00} - b_{32}$ und $i_{00} - i_{03}$ bekommen die Werte

$$\begin{aligned}
b_{00} &= Ca_{00} = 1,28200 \cdot 10^{-2} & b_{01} &= Ca_{01} = -7,97819 \cdot 10^4 \\
b_{02} &= 3 Ca_{02} = -3,07843 \cdot 10^4 & b_{03} &= 420 Ca_{02} = -4,30980 \cdot 10^6 \\
b_{10} &= \frac{1}{2} Ca_{10} = 3,50976 \cdot 10^{-6} & b_{11} &= \frac{9}{2} Ca_{11} = -2,68642 \cdot 10^{19} \\
b_{12} &= \frac{15}{2} Ca_{12} = -2,17064 \cdot 10^{35} & b_{20} &= \frac{1}{5} Ca_{20} = 1,16980 \cdot 10^{-14} \\
b_{21} &= \frac{21}{5} Ca_{21} = 5,60809 \cdot 10^{46} & b_{22} &= \frac{22}{5} Ca_{22} = -4,44367 \cdot 10^{49} \\
b_{31} &= \frac{70}{17} Ca_{31} = 8,18601 \cdot 10^{154} & b_{32} &= \frac{93}{17} Ca_{32} = -1,56572 \cdot 10^{220} \\
i_{00} &= 4,80522 \cdot 10^2 & i_{01} &= 4,19582 \cdot 10^{-1} \\
i_{02} &= 2,79332 \cdot 10^{-5} & i_{03} &= 2,38844 \cdot 10^{-8}
\end{aligned}$$

Die Zahl C ist eine Umrechnungszahl $C = 23,42255$ von $\text{m}^3/\text{kg}/\text{cm}^2$ zu kcal.
Für die Entropie bekommt man den Ausdruck

$$s = s_0 - R \ln p + c_0 p + c_1 p^2 + c_2 p^5 + c_3 p^{17}$$

Die Koeffiziente werden

$$\begin{aligned}
c_0 &= c_{01} T^{-3} + c_{02} (T-210)^{-3} \\
c_1 &= c_{11} T^{-9} + c_{12} T^{-15} \\
c_2 &= c_{21} T^{-21} + c_{22} T^{-22} \\
c_3 &= c_{31} T^{-70} + c_{32} T^{-93}
\end{aligned}$$

s_0 hat die Form

$$s_0 = s_{00} + i_{01} \ln T + s_{01} T + s_{02} T^2$$

Die Koeffiziente $c_{01} - c_{32}$ und $s_{00} - s_{02}$ haben die Zahlenwerte

$$\begin{aligned}
c_{01} &= \frac{2}{3} b_{01} = -5,31879 \cdot 10^4 & c_{02} &= \frac{2}{3} b_{02} = -2,05229 \cdot 10^4 \\
c_{11} &= \frac{8}{9} b_{11} = -2,38793 \cdot 10^{19} & c_{12} &= \frac{14}{15} b_{12} = -2,02593 \cdot 10^{35} \\
c_{21} &= \frac{20}{21} b_{21} = 5,34104 \cdot 10^{46} & c_{22} &= \frac{21}{22} b_{22} = -4,24169 \cdot 10^{49} \\
c_{31} &= \frac{69}{70} b_{31} = 8,06907 \cdot 10^{154} & c_{32} &= \frac{92}{93} b_{32} = -1,54888 \cdot 10^{220} \\
s_{00} &= -7,43685 \cdot 10^{-1} & s_{01} &= 2 i_{02} = 5,58664 \cdot 10^{-5} \\
s_{02} &= \frac{3}{2} i_{03} = 3,58266 \cdot 10^{-8}
\end{aligned}$$

Die Integrationskonstante i_{00} und s_{00} sind hierbei so gewählt worden, dass $i = s = 0$ ist für flüssiges Wasser auf der Grenzkurve bei 0°C . In ähnlicher Weise wird

$$c_p = c_{p0} + d_0 p + d_1 p^2 + d_2 p^5 + d_3 p^{17}$$

Die Koeffiziente werden

$$d_0 = d_{01} T^{-3} + d_{02} (T - 210)^{-3} + d_{03} (T - 210)^{-4}$$

$$d_1 = d_{11} T^{-9} + d_{12} T^{-15}$$

$$d_2 = d_{21} T^{-21} + d_{22} T^{-22}$$

$$d_3 = d_{31} T^{-70} + d_{32} T^{-93}$$

c_{p0} ist ein Polynom zweiten Grades in T :

$$c_{p0} = c_{p00} + c_{p01} T + c_{p02} T^2$$

Die Konstante $d_{01} - d_{32}$ und $c_{p00} - c_{p02}$ haben die Werte

$$d_{01} = -2b_{01} = 1,59564 \cdot 10^5$$

$$d_{02} = -2b_{02} = 6,15686 \cdot 10^4$$

$$d_{03} = -3b_{03} = 1,29240 \cdot 10^7$$

$$d_{11} = -8b_{11} = 2,14914 \cdot 10^{20}$$

$$d_{12} = -14b_{12} = 3,03890 \cdot 10^{36}$$

$$d_{21} = -20b_{21} = -1,12162 \cdot 10^{48}$$

$$d_{22} = -21b_{22} = 9,33171 \cdot 10^{50}$$

$$d_{31} = -69b_{31} = -5,64835 \cdot 10^{156}$$

$$d_{32} = -92b_{32} = 1,44046 \cdot 10^{222}$$

$$c_{p00} = i_{01} = 4,19582 \cdot 10^{-1}$$

$$c_{p01} = 2i_{02} = 5,58664 \cdot 10^{-5}$$

$$c_{p02} = 3i_{03} = 7,16532 \cdot 10^{-8}$$

Schliesslich braucht man für überhitzten Dampf die Grössen $(\frac{\partial v}{\partial T})_p$ und $(\frac{\partial v}{\partial p})_T$.

$$(\frac{\partial v}{\partial T})_p = \frac{R}{p} + e_0 + e_1 p + e_2 p^4 + e_3 p^{16}$$

wo

$$e_0 = e_{01} T^{-3} + e_{02} (T - 210)^{-3}$$

$$e_1 = e_{11} T^{-9} + e_{12} T^{-15}$$

$$e_2 = e_{21} T^{-21} + e_{22} T^{-22}$$

$$e_3 = e_{31} T^{-70} + e_{32} T^{-93}$$

Die Konstante $e_{01} - e_{32}$ sind

$$e_{01} = -2a_{01} = 2,27080 \cdot 10^3$$

$$e_{02} = -2a_{02} = 8,76200 \cdot 10^2$$

$$e_{11} = -8a_{11} = 2,03900 \cdot 10^{18}$$

$$e_{12} = -14a_{12} = 1,72990 \cdot 10^{34}$$

$$e_{21} = -20a_{21} = -1,14015 \cdot 10^{46}$$

$$e_{22} = -21a_{22} = 9,05470 \cdot 10^{48}$$

$$e_{31} = -69a_{31} = -5,85650 \cdot 10^{154}$$

$$e_{32} = -92a_{32} = 1,12418 \cdot 10^{220}$$

Die Ableitung $(\frac{\delta v}{\delta p})_T$ wird

$$(\frac{\delta v}{\delta p})_T = -RTp^{-2} + f_1 + f_2p^3 + f_3p^{15}$$

Hier ist

$$f_1 = f_{10} + f_{11}T^{-8} + f_{12}T^{-14}$$

$$f_2 = f_{20} + f_{21}T^{-20} + f_{22}T^{-21}$$

$$f_3 = f_{31}T^{-69} + f_{32}T^{-92}$$

mit

$$f_{10} = a_{10} = 2,99691 \cdot 10^{-7}$$

$$f_{11} = a_{11} = -2,54875 \cdot 10^{17}$$

$$f_{12} = a_{12} = -1,23564 \cdot 10^{33}$$

$$f_{20} = 4a_{20} = 9,98864 \cdot 10^{-15}$$

$$f_{21} = 4a_{21} = 2,28030 \cdot 10^{45}$$

$$f_{22} = 4a_{22} = -1,72470 \cdot 10^{48}$$

$$f_{31} = 16a_{31} = 1,35803 \cdot 10^{154}$$

$$f_{32} = 16a_{32} = -1,95509 \cdot 10^{219}$$

Für flüssiges Wasser auf der Grenzkurve ist mit genügender Genauigkeit

$$v_1 = (9500 + 51,38 e^{0,00782T}) \cdot 10^{-7} \quad \text{für } T \leq 603,15$$

$$v_1 = (318 - 65(647,3 - T)^{0,25}) \cdot 10^{-5} \quad \text{für } T > 603,15$$

$$s_1 = e \log T - 5,61 + 0,000125p^{1,25} \quad \text{für } p \leq 180$$

$$s_1 = 1,058 - 0,03 (225,65 - p)^{0,4} \quad \text{für } p > 180$$

$$i_1 = i_2 - T(s_2 - s_1)$$

Tafel über \mathcal{N} . Um das Rechenprogramm zu kontrollieren, wurde die folgende Tafel über \mathcal{N} mit einer elektronischen Schnellrechenanlage berechnet. Es stellte sich hierbei und bei anderen Kontrollen fest, dass die angegebenen Formeln eine gute Genauigkeit geben, wenn $0,006268 \leq p \leq 400$ und wenn $T \geq 0^\circ\text{C}$ ist.

Tafel über \mathcal{N} für überhitzten Wasserdampf

.

T =	50	100	150	200	250	300
p						
0.05	1.3272	1.3237	1.3186	1.3132	1.3077	1.3020
0.10	1.3253	1.3233	1.3185	1.3132	1.3077	1.3020
0.20	--	1.3225	1.3183	1.3131	1.3076	1.3020
0.50	--	1.3201	1.3175	1.3128	1.3075	1.3019
0.75	--	1.3180	1.3169	1.3125	1.3073	1.3018
1.00	--	1.3158	1.3163	1.3123	1.3072	1.3017
1.50	--	--	1.3149	1.3117	1.3069	1.3016
2.00	--	--	1.3134	1.3111	1.3066	1.3014
2.50	--	--	1.3119	1.3106	1.3063	1.3013
3.00	--	--	1.3103	1.3100	1.3061	1.3011
4.00	--	--	1.3068	1.3087	1.3055	1.3008
5.00	--	--	--	1.3074	1.3049	1.3004
7.50	--	--	--	1.3038	1.3033	1.2996
10.00	--	--	--	1.2997	1.3016	1.2987
15.00	--	--	--	1.2906	1.2978	1.2968
20.00	--	--	--	--	1.2936	1.2948
25.00	--	--	--	--	1.2890	1.2927
30.00	--	--	--	--	1.2840	1.2905
35.00	--	--	--	--	1.2786	1.2882
40.00	--	--	--	--	1.2728	1.2857
45.00	--	--	--	--	--	1.2831
50.00	--	--	--	--	--	1.2803
75.00	--	--	--	--	--	1.2648
100.00	--	--	--	--	--	--

Tafel über χ für überhitzten Wasserdampf

T =	350	400	500	600	700	800
p						
0.05	1.2963	1.2905	1.2788	1.2670	1.2554	1.2440
0.10	1.2963	1.2905	1.2788	1.2670	1.2554	1.2440
0.20	1.2963	1.2905	1.2788	1.2670	1.2554	1.2440
0.50	1.2962	1.2904	1.2788	1.2670	1.2554	1.2440
0.75	1.2962	1.2904	1.2787	1.2670	1.2554	1.2440
1.00	1.2961	1.2904	1.2787	1.2670	1.2554	1.2440
1.50	1.2960	1.2903	1.2787	1.2670	1.2554	1.2440
2.00	1.2959	1.2902	1.2787	1.2670	1.2554	1.2440
2.50	1.2958	1.2902	1.2787	1.2670	1.2554	1.2440
3.00	1.2957	1.2901	1.2786	1.2670	1.2554	1.2440
4.00	1.2955	1.2900	1.2786	1.2670	1.2554	1.2441
5.00	1.2953	1.2898	1.2785	1.2670	1.2555	1.2441
7.50	1.2948	1.2895	1.2784	1.2670	1.2555	1.2441
10.00	1.2943	1.2892	1.2783	1.2669	1.2555	1.2442
15.00	1.2932	1.2885	1.2780	1.2669	1.2556	1.2444
20.00	1.2921	1.2879	1.2778	1.2669	1.2557	1.2445
25.00	1.2910	1.2873	1.2776	1.2669	1.2558	1.2447
30.00	1.2899	1.2866	1.2774	1.2669	1.2559	1.2448
35.00	1.2887	1.2860	1.2773	1.2669	1.2560	1.2450
40.00	1.2875	1.2854	1.2771	1.2669	1.2562	1.2452
45.00	1.2863	1.2847	1.2769	1.2670	1.2563	1.2454
50.00	1.2850	1.2841	1.2768	1.2670	1.2565	1.2456
75.00	1.2782	1.2809	1.2763	1.2675	1.2574	1.2468
100.00	1.2706	1.2778	1.2762	1.2684	1.2587	1.2483

Tafel über \mathcal{K} für nassen Wasserdampf

x =	0.10	0.30	0.50	0.70	0.75	0.80	0.85
p							
0.01	0.8870	1.0370	1.0733	1.0896	1.0924	1.0948	1.0970
0.02	0.8732	1.0350	1.0748	1.0928	1.0959	1.0986	1.1009
0.03	0.8642	1.0335	1.0756	1.0947	1.0980	1.1008	1.1034
0.04	0.8574	1.0322	1.0761	1.0961	1.0995	1.1025	1.1051
0.05	0.8519	1.0312	1.0765	1.0971	1.1007	1.1038	1.1065
0.06	0.8472	1.0302	1.0768	1.0980	1.1016	1.1048	1.1077
0.07	0.8430	1.0293	1.0770	1.0988	1.1025	1.1058	1.1087
0.08	0.8393	1.0286	1.0771	1.0994	1.1032	1.1065	1.1095
0.09	0.8360	1.0278	1.0773	1.1000	1.1038	1.1072	1.1103
0.10	0.8330	1.0271	1.0774	1.1005	1.1044	1.1079	1.1110
0.12	0.8275	1.0259	1.0775	1.1013	1.1054	1.1090	1.1121
0.14	0.8228	1.0247	1.0776	1.1020	1.1062	1.1099	1.1132
0.16	0.8186	1.0236	1.0777	1.1026	1.1069	1.1107	1.1140
0.18	0.8147	1.0227	1.0777	1.1032	1.1075	1.1114	1.1148
0.20	0.8112	1.0217	1.0777	1.1036	1.1081	1.1120	1.1155
0.25	0.8036	1.0196	1.0777	1.1046	1.1092	1.1133	1.1169
0.30	0.7970	1.0177	1.0775	1.1053	1.1101	1.1143	1.1181
0.35	0.7913	1.0160	1.0773	1.1060	1.1109	1.1152	1.1191
0.40	0.7862	1.0145	1.0771	1.1064	1.1115	1.1159	1.1199
0.45	0.7816	1.0130	1.0769	1.1069	1.1120	1.1166	1.1206
0.50	0.7774	1.0116	1.0767	1.1072	1.1125	1.1171	1.1212
0.60	0.7699	1.0091	1.0762	1.1078	1.1132	1.1180	1.1223
0.70	0.7633	1.0068	1.0757	1.1082	1.1138	1.1187	1.1231
0.80	0.7575	1.0047	1.0751	1.1085	1.1142	1.1193	1.1238
0.90	0.7522	1.0027	1.0746	1.1087	1.1146	1.1198	1.1244
1.00	0.7474	1.0009	1.0741	1.1088	1.1149	1.1202	1.1249
1.20	0.7388	0.9974	1.0730	1.1090	1.1153	1.1208	1.1257
1.40	0.7314	0.9943	1.0719	1.1091	1.1155	1.1212	1.1263
1.60	0.7248	0.9915	1.0709	1.1090	1.1157	1.1215	1.1268
1.80	0.7188	0.9888	1.0699	1.1089	1.1157	1.1217	1.1271

Tafel über κ für nassen Wasserdampf

$x =$	0.90	0.95	0.96	0.97	0.98	0.99	1.00
p							
0.01	1.0989	1.1007	1.1010	1.1013	1.1016	1.1019	1.1022
0.02	1.1031	1.1050	1.1053	1.1057	1.1060	1.1064	1.1067
0.03	1.1056	1.1077	1.1080	1.1084	1.1088	1.1091	1.1095
0.04	1.1075	1.1096	1.1100	1.1104	1.1108	1.1112	1.1115
0.05	1.1090	1.1112	1.1116	1.1120	1.1124	1.1128	1.1132
0.06	1.1102	1.1125	1.1129	1.1133	1.1137	1.1141	1.1145
0.07	1.1113	1.1136	1.1140	1.1145	1.1149	1.1153	1.1157
0.08	1.1122	1.1146	1.1150	1.1154	1.1159	1.1163	1.1167
0.09	1.1130	1.1154	1.1159	1.1163	1.1168	1.1172	1.1176
0.10	1.1137	1.1162	1.1167	1.1171	1.1176	1.1180	1.1184
0.12	1.1150	1.1175	1.1180	1.1185	1.1190	1.1194	1.1199
0.14	1.1161	1.1187	1.1192	1.1197	1.1202	1.1206	1.1211
0.16	1.1170	1.1197	1.1202	1.1207	1.1212	1.1217	1.1221
0.18	1.1178	1.1206	1.1211	1.1216	1.1221	1.1226	1.1231
0.20	1.1186	1.1214	1.1219	1.1224	1.1229	1.1234	1.1239
0.25	1.1202	1.1231	1.1236	1.1242	1.1247	1.1252	1.1257
0.30	1.1214	1.1245	1.1250	1.1256	1.1261	1.1267	1.1272
0.35	1.1225	1.1256	1.1262	1.1268	1.1273	1.1279	1.1284
0.40	1.1234	1.1266	1.1272	1.1278	1.1284	1.1289	1.1295
0.45	1.1242	1.1275	1.1281	1.1287	1.1293	1.1299	1.1304
0.50	1.1249	1.1283	1.1289	1.1295	1.1301	1.1307	1.1313
0.60	1.1261	1.1296	1.1302	1.1309	1.1315	1.1321	1.1327
0.70	1.1271	1.1306	1.1313	1.1320	1.1326	1.1333	1.1339
0.80	1.1279	1.1316	1.1322	1.1329	1.1336	1.1342	1.1349
0.90	1.1286	1.1323	1.1330	1.1337	1.1344	1.1351	1.1357
1.00	1.1292	1.1330	1.1337	1.1344	1.1351	1.1358	1.1365
1.20	1.1301	1.1341	1.1349	1.1356	1.1363	1.1370	1.1377
1.40	1.1309	1.1350	1.1358	1.1365	1.1373	1.1380	1.1387
1.60	1.1315	1.1357	1.1365	1.1373	1.1380	1.1388	1.1395
1.80	1.1319	1.1362	1.1371	1.1379	1.1387	1.1394	1.1402

Tafel über χ für nassen Wasserdampf

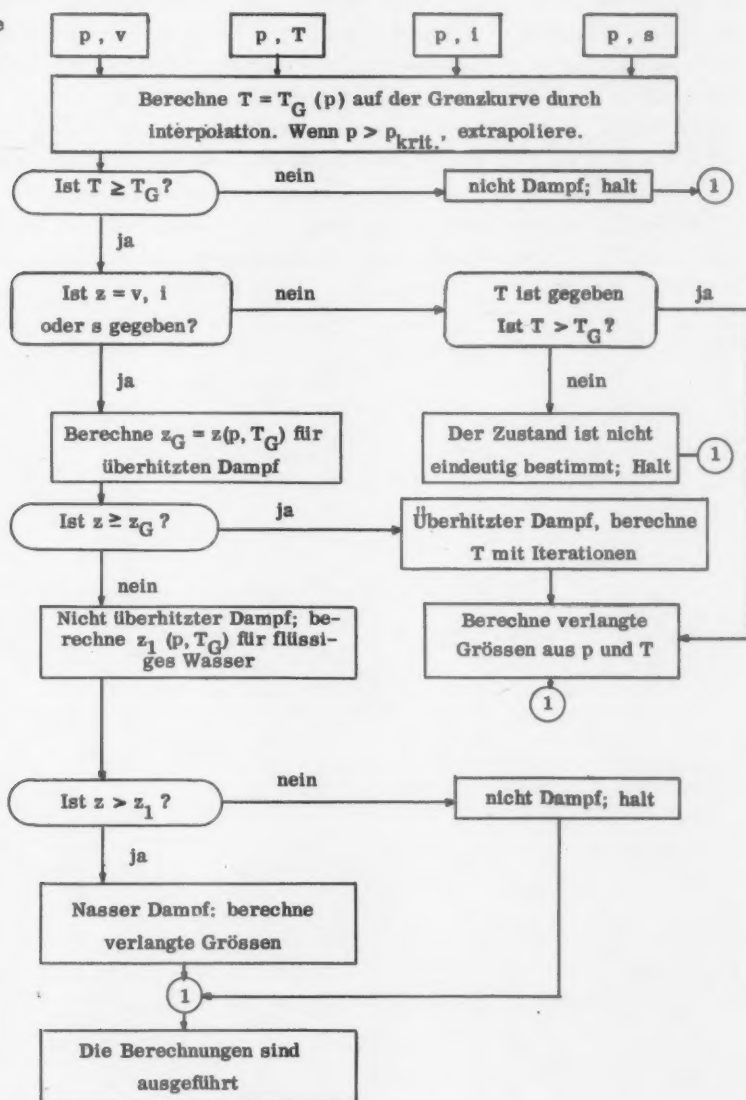
$x =$	0.10	0.30	0.50	0.70	0.75	0.80	0.85
p							
2.00	0.7133	0.9863	1.0689	1.1088	1.1157	1.1219	1.1274
2.50	0.7015	0.9806	1.0665	1.1082	1.1155	1.1219	1.1277
3.00	0.6915	0.9756	1.0642	1.1075	1.1151	1.1218	1.1278
3.50	0.6828	0.9709	1.0620	1.1067	1.1145	1.1215	1.1277
4.00	0.6751	0.9667	1.0599	1.1058	1.1139	1.1210	1.1274
5.00	0.6620	0.9590	1.0559	1.1040	1.1124	1.1200	1.1267
6.00	0.6510	0.9521	1.0521	1.1021	1.1109	1.1187	1.1257
7.00	0.6415	0.9459	1.0486	1.1001	1.1092	1.1173	1.1246
8.00	0.6332	0.9401	1.0451	1.0981	1.1075	1.1159	1.1234
9.00	0.6258	0.9348	1.0418	1.0962	1.1058	1.1144	1.1221
10.00	0.6191	0.9297	1.0387	1.0942	1.1041	1.1129	1.1208
12.00	0.6074	0.9204	1.0326	1.0903	1.1006	1.1098	1.1180
14.00	0.5975	0.9119	1.0268	1.0864	1.0971	1.1066	1.1151
16.00	0.5888	0.9040	1.0213	1.0826	1.0936	1.1034	1.1122
18.00	0.5812	0.8967	1.0160	1.0788	1.0901	1.1002	1.1093
20.00	0.5744	0.8897	1.0109	1.0751	1.0866	1.0970	1.1063
25.00	0.5600	0.8738	0.9987	1.0658	1.0780	1.0889	1.0988
30.00	0.5485	0.8595	0.9872	1.0568	1.0695	1.0809	1.0912
40.00	0.5309	0.8340	0.9656	1.0391	1.0527	1.0649	1.0760
50.00	0.5180	0.8116	0.9454	1.0219	1.0362	1.0491	1.0608
60.00	0.5083	0.7914	0.9262	1.0050	1.0199	1.0333	1.0456
70.00	0.5008	0.7727	0.9076	0.9882	1.0036	1.0175	1.0302
80.00	0.4951	0.7554	0.8897	0.9716	0.9873	1.0016	1.0147
100.00	0.4872	0.7238	0.8550	0.9384	0.9547	0.9696	0.9834
120.00	0.4827	0.6954	0.8215	0.9050	0.9216	0.9370	0.9512
140.00	0.4018	0.5983	0.7376	0.8414	0.8634	0.8840	0.9035
160.00	0.3944	0.5625	0.6914	0.7935	0.8158	0.8370	0.8572
180.00	0.3992	0.5385	0.6531	0.7490	0.7705	0.7913	0.8112
200.00	0.2948	0.4022	0.5119	0.6237	0.6520	0.6805	0.7091

Tafel über \mathcal{K} für nassen Wasserdampf

x =	0.90	0.95	0.96	0.97	0.98	0.99	1.00
p							
2.00	1.1323	1.1367	1.1375	1.1384	1.1392	1.1400	1.1407
2.50	1.1329	1.1375	1.1384	1.1393	1.1401	1.1409	1.1418
3.00	1.1331	1.1380	1.1389	1.1398	1.1407	1.1416	1.1424
3.50	1.1332	1.1383	1.1392	1.1401	1.1410	1.1419	1.1428
4.00	1.1332	1.1383	1.1393	1.1403	1.1412	1.1421	1.1430
5.00	1.1327	1.1382	1.1392	1.1402	1.1412	1.1422	1.1431
6.00	1.1320	1.1377	1.1388	1.1398	1.1409	1.1419	1.1429
7.00	1.1311	1.1370	1.1382	1.1392	1.1403	1.1414	1.1424
8.00	1.1301	1.1362	1.1374	1.1385	1.1396	1.1407	1.1418
9.00	1.1290	1.1353	1.1365	1.1377	1.1388	1.1399	1.1410
10.00	1.1279	1.1343	1.1355	1.1367	1.1379	1.1391	1.1402
12.00	1.1254	1.1322	1.1334	1.1347	1.1359	1.1371	1.1383
14.00	1.1229	1.1299	1.1312	1.1325	1.1338	1.1350	1.1363
16.00	1.1202	1.1275	1.1288	1.1302	1.1315	1.1328	1.1341
18.00	1.1175	1.1250	1.1264	1.1278	1.1291	1.1305	1.1318
20.00	1.1148	1.1224	1.1239	1.1253	1.1267	1.1281	1.1294
25.00	1.1077	1.1158	1.1174	1.1189	1.1204	1.1218	1.1233
30.00	1.1006	1.1091	1.1107	1.1123	1.1138	1.1154	1.1169
40.00	1.0861	1.0953	1.0970	1.0987	1.1004	1.1021	1.1037
50.00	1.0715	1.0813	1.0831	1.0850	1.0868	1.0885	1.0903
60.00	1.0568	1.0671	1.0690	1.0709	1.0728	1.0747	1.0765
70.00	1.0418	1.0526	1.0546	1.0566	1.0586	1.0605	1.0624
80.00	1.0268	1.0379	1.0400	1.0421	1.0441	1.0461	1.0481
100.00	0.9961	1.0078	1.0101	1.0123	1.0144	1.0166	1.0187
120.00	0.9643	0.9766	0.9789	0.9812	0.9835	0.9858	0.9880
140.00	0.9218	0.9392	0.9425	0.9459	0.9492	0.9524	0.9556
160.00	0.8764	0.8947	0.8983	0.9018	0.9053	0.9087	0.9122
180.00	0.8304	0.8488	0.8524	0.8560	0.8596	0.8631	0.8666
200.00	0.7378	0.7667	0.7725	0.7783	0.7841	0.7899	0.7957

Das Rechenprogramm für elektronische Rechenmaschinen, das mit Hilfe der angegebenen Formeln die thermodynamische Zustandsfunktionen berechnet, ist nach dem folgenden Strukturdiagramm aufgebaut:

Gegebene
Größen



Da das beschriebene Rechenprogramm ziemlich lang ist, ist es bequem es in mehrere Teile einzuteilen. Alles was mit der Berechnung vom Zustand des überhitzten Dampfes zu tun hat ist dabei in einen Teil zusammengeführt, ebenso alles was mit der Berechnung von nassem Dampf zu tun hat und der grösste Teil der Programmadministration. Schliesslich gibt es 4 sehr kurze Programnteile, die den 4 ersten Kästchen im Strukturdiagramm entsprechen, und die nur gewisse Markierungen ausführen. Danach werden die erstgenannten, grösseren Programnteile benutzt. Die Rechenzeit ist variabel, davon abhängig, wie viele Iterationen nötig werden, ob es sich um überhitzten oder um nassen Dampf handelt und ob die Berechnung von \mathcal{N} verlangt wird oder nicht. Sie ist zwischen 0,2 und 0,7 Sekunden in einer Maschine, die 25000 Additionen mit fixem Binärkomma pro Sekunde ausführen kann.

ACTA POLYTECHNICA SCANDINAVICA PHYSICS INCLUDING NUCLEONICS

- Ph 1 FANT, C G M: *Modern Instruments and Methods for Acoustic Studies of Speech*. (Acta P. 246/1958), 83 pp, Sw. Kr. 7.00 UDC 534.154:612.789
- Ph 2 STUBB, T: *The Measurement of Conductivity in Semiconductors with the Aid of Microwaves*. (Acta P. 259/1959), 14 pp, Sw. Kr. 7.00 UDC 537.311.33
- Ph 3 STUBB, T: *Untersuchung über die Lebensdauer der Minoritätsträger in Germanium*. (Acta P. 269/1960), 17 pp, Sw. Kr. 7.00 UDC 537.311.33
- Ph 4 ROOS, MATTS: *Approximate Gamma Ray Flux Calculations Outside a Reactor Core*. (Acta P. 273/1960), 24 pp, Sw. Kr. 7.00 UDC 539.122:621.039.538
- Ph 5 HÄRLIN, A: *Elementary Analysis and Heat Values* and WIDELL, T: *Enthalpy Diagram for Flue Gases*. (Acta P. 275/1960), 28 pp, Sw. Kr. 7.00 UDC 536.662+536.722
- Ph 6 CYVIN, SVEN J: *Mean Amplitudes of Vibration in Molecular Structure Studies*. (Acta P. 279/1960), 226+6 pp, Sw. Kr. 7.00 UDC 539.19
- Ph 7 JENSEN, ERLING: *General Theory on Spin Echoes for any Combination of any Number of Pulses. Introduction of a Simple "Spin-Echo Diagram"*. (Acta P. 283/1960), 20 pp, Sw. Kr. 7.00 UDC 539.143.4
- Ph 8 MØRCH, K A: *Measurement of Total Acoustic Power of Sources of Sound in a Reverberation Chamber*. (Acta P. 286/1960), 25 pp, Sw. Kr. 7.00 UDC 534.62
- Ph 9 JÄÄSKELÄINEN, P: *On Microwave Conductivity, Noise, and Oscillations of Gas Discharge Plasma*. (Acta P. 291/1960), 24 pp, Sw. Kr. 7.00 UDC 537.562:621.391.822.2
- Ph 10 FORWALD, HAAKON: *Wave Phenomena in Compressed-Air Ducts*. (Acta P. 292/1961), 147 pp, Sw. Kr. 14.00 UDC 533.17:534.213.4-13:621.316.54
- Ph 11 STUBB, T: *The Measurement of the Hall Effect with the Aid of Microwaves in Germanium Specimens Changing from n-type to p-type with Changing Temperature*. (Acta P. 294/1961), 18 pp, Sw. Kr. 7.00 UDC 538.632.08
- Ph 12 TIURI, M: *Investigations of Radio Reflections from Satellite-produced Ion Trails Using 100 Mc CW Radars*. (Acta P. 295/1961), 47 pp, Sw. Kr. 7.00 UDC 621.396.196:550.389.2
- Ph 13 STUBB, T, and GREAFFE, R: *A Study of the Quantum Efficiency on Absorption of an X-ray Radiation in a p-n Junction*. (Acta P. 302/1961), 19 pp, Sw. Kr. 7.00 UDC 537.311.33
- Ph 14 RIESEL, HANS: *Die thermodynamischen Zustandsgrößen des Wasserdampfes bei maschinellen Berechnungen*. (Acta P. 306/1961), 20 pp, Sw. Kr. 7.00 UDC 536.7:621.1.018.2

Price Sw. Kr. 7:—

